

UNIVERSITÉ PARIS-SUD

ÉCOLE DOCTORALE 534 : MODÉLISATION ET INSTRUMENTATION EN PHYSIQUE,
ÉNERGIES, GÉOSCIENCES ET ENVIRONNEMENT

LABORATOIRE : INSTITUT DE PHYSIQUE NUCLÉAIRE D'ORSAY

DISCIPLINE : PHYSIQUE

THÈSE DE DOCTORAT

Soutenue le 19 septembre 2014 par

Igor LAKOMOV

Measurement of the J/ψ production in p-Pb collisions at the LHC with the ALICE muon spectrometer

SYNTÈSE EN FRANÇAIS

Composition du jury :

Président du jury :	M. Patrick ROBBE	(LAL, Orsay)
Rapporteurs :	M. Raphaël GRANIER DE CASSAGNAC	(LLR, Palaiseau)
	M. Andreas MORSCH	(CERN, Genève)
Directeur de thèse :	M. Bruno ESPAGNON	(IPNO, Orsay)
Examineurs :	M. François GELIS	(IPhT, Saclay)
	M. Christophe SUIRE	(IPNO, Orsay)

L'étude des sondes dures est un des sujets les plus chauds de la physique des hautes énergies. Le mécanisme de production des quarkonia (mésons composés d'un quark et d'un anti-quark) dans les collisions hadroniques est particulièrement intéressant. Différents modèles théoriques basés sur la Chromodynamique Quantique (QCD) ont été développés mais aucun d'entre eux ne fournit actuellement une description complète des résultats expérimentaux. Cette thèse est dédiée à l'étude de la production des charmonia (quarkonia composés de quarks $c\bar{c}$) dans les collisions p-Pb au Large Hadron Collider (LHC) à l'aide du spectromètre à muons d'ALICE (A Large Ion Collider Experiment).

Chapter 1

Histoire de l'étude de la production des charmonia en collisions pp

Les états liés d'un quark lourd q et de son anti-quark \bar{q} sont désignés comme des quarkonia. Les quarkonia des quarks charme $c\bar{c}$ sont par conséquent appelés "charmonia" et ceux des quarks beaux $b\bar{b}$ "bottomonia". L'étude des charmonia représente le sujet principal de cette thèse.

Les analyses présentées dans cette thèse ne font pas de distinction selon l'origine des J/ψ et la production de J/ψ est sous-entendue inclusive. Les J/ψ inclusifs regroupent les J/ψ prompts et non-prompts. Les J/ψ prompts incluent les J/ψ directs et les J/ψ indirects, issus de la décroissance d'états excités ($\psi(2S)$ et χ_c). Les J/ψ non-prompts proviennent des certaines décroissances de hadrons beaux.

L'histoire de l'étude de la production des charmonia a commencé en novembre 1974 lorsque deux expériences indépendantes aux USA ont découvert une nouvelle particule. En 1976, Ting et Richter (portes paroles des deux expériences) reçurent le prix Nobel de physique pour la découverte simultanée d'une nouvelle particule appelée " J/ψ ".

De nombreux modèles théoriques proposent une description de la production des charmonia. Trois d'entre eux sont discutés en détails : le modèle d'évaporation de couleur, le modèle singulet de couleur et le modèle de factorisation dans le cadre de la QCD non relativiste (NRQCD).

1.1 Le modèle d'évaporation de couleur

Le modèle d'évaporation de couleur (CEM) a été suggéré trois ans après la découverte du J/ψ en 1977 [1,2]. Le CEM suppose que les quarkonia sont produits dans le même état quantique que la paire $c\bar{c}$ alors que celle-ci est produite dans un état de couleur, moment angulaire et spin différent de celui de l'état final des quarkonia.

Le CEM fait de bonnes prédictions sur la dépendance en énergie et impulsion. Toutefois, le CEM a quelques points faibles. Il donne une prédiction qualitative de l'indépendance du rapport des sections efficaces de deux quarkonia en fonction de l'énergie alors que des variations sur ces rapports ont été observées expérimentalement. Par exemple, le rapport des sections efficaces du χ_c et du J/ψ est assez différent en hadroproduction et photoproduction [3]. Ceci présente un challenge sérieux pour le CEM.

1.2 Modèle singulet de couleur

Le modèle singulet de couleur (CSM) a été proposé peu après la découverte du J/ψ [4–8]. Il suppose que les paires $c\bar{c}$ qui évoluent en charmonia sont dans un état singulet de couleur et ont le même spin et les mêmes nombres quantiques de moment angulaire que les charmonia [9].

Le CSM a réussi à prédire les sections efficaces de production pour les expériences à basse énergie [10]. Toutefois il sous-évalue la section efficace de production des charmonia prompts dans les collisions $p\bar{p}$, mesurée au Tevatron, par plus d’un ordre de grandeur.

1.3 Factorisation dans le cadre de NRQCD

Un des modèles qui rencontre le plus de succès pour la production de charmonia est le modèle de factorisation dans le cadre de la QCD non relativiste (NRQCD) [11]. Il sépare les effets perturbatifs à courtes distances/grandes impulsions, des effets non-perturbatifs à grandes distances/faibles impulsions. Cette méthode est appelée “factorisation”. Elle peut être utilisée dans le cadre de la théorie effective des champs NRQCD.

Sous certaines hypothèses il est possible d’obtenir à partir des formules de NRQCD, les expressions des modèles CSM et CEM.

La factorisation dans le cadre de NRQCD décrit avec succès de nombreuses observables. Quoiqu’il en soit, il y a encore quelques problèmes, aussi bien d’un point de vue purement théorique que phénoménologique. Il doit être mentionné que LO NRQCD avait des problèmes pour décrire la polarisation des J/ψ prompts produits au Tevatron et ceci a été la raison d’une renaissance du modèle CSM ces dernières années.

Chapter 2

Le QGP et la production des charmonia en collisions A-A

Dans les collisions noyau-noyau où une haute densité d’énergie est atteinte, il est admis qu’un nouvel état de la matière, où les quarks et les gluons sont déconfinés, est créé : le plasma de quarks et de gluons (QGP). En 1986, T. Matsui et H. Satz ont proposé d’étudier la suppression du J/ψ comme une des signatures de la formation du QGP [12]. L’argument était qu’à une température suffisamment élevée l’état lié quark anti-quark serait détruit par l’écrantage de couleur dans le milieu déconfiné.

Il y a aussi d’autres effets observés dans le milieu chaud qui peuvent affecter significativement la production de charmonia à haute densité d’énergie. Un de ces effets est la “régénération” [13–17]. La régénération entre en compétition avec la dissociation, puisqu’elle affecte la production de charmonia de manière opposée. Elle doit donc être prise en compte dans l’interprétation des données. Une illustration schématique de ces deux effets pour la production du J/ψ est visible sur la Fig.2.1. On peut y voir qu’à haute densité d’énergie, la production du J/ψ ne serait plus supprimée mais devrait s’accroître à cause de la régénération.

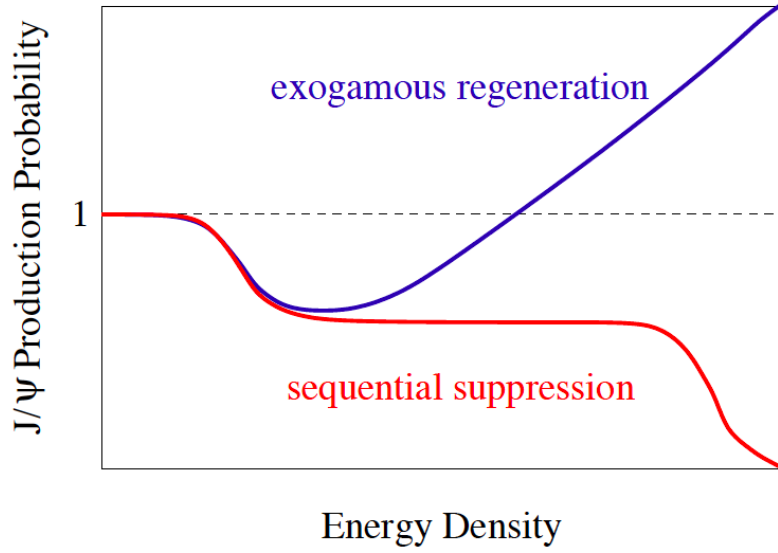


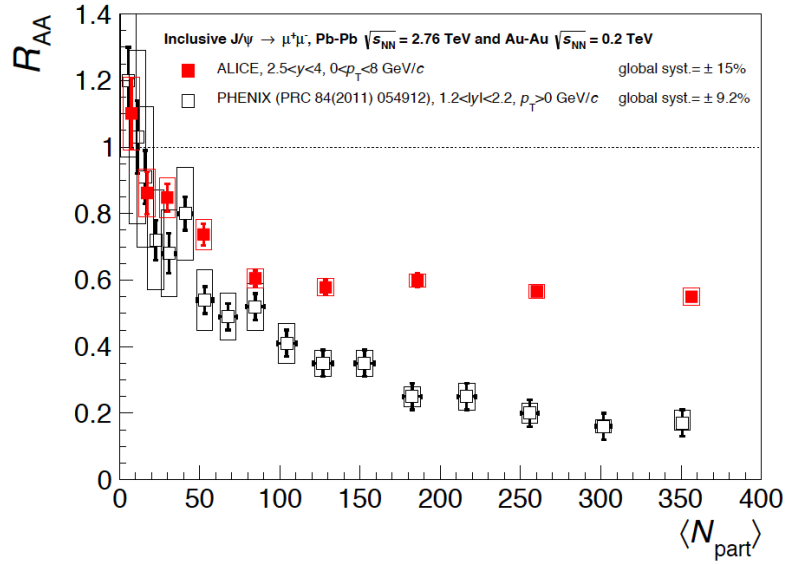
Figure 2.1. Régénération statistique du J/ψ vs suppression séquentielle. De [16].

La production de charmonia peut être étudiée expérimentalement à différentes températures du milieu en faisant varier $\sqrt{s_{NN}}$ et pour différentes centralités de la collision. En l'absence d'effets du milieu, leur production dans les collisions d'ions lourds est proportionnelle à celle obtenue en collision binaire nucléon-nucléon.

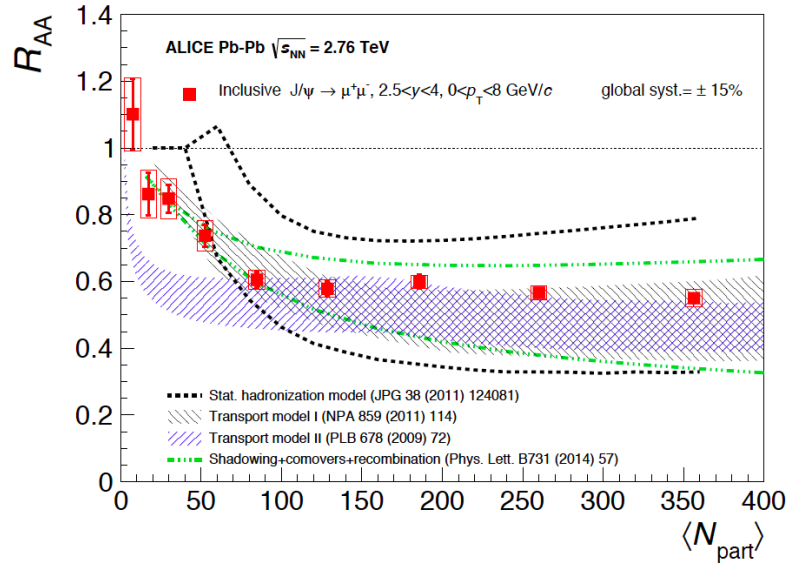
Lors des tentatives menées par les expériences du RHIC et du SPS d'améliorer notre compréhension de la production de charmonia, de nombreuses interrogations sont apparues suite à deux observations: -une suppression plus importante du J/ψ à rapidité vers l'avant comparée à celle obtenue à rapidité moyenne, - une suppression similaire du J/ψ à rapidité moyenne observée par les expériences du RHIC et du SPS. Ceci a généré une grande activité pour la compréhension théorique globale de la production du J/ψ .

Les résultats du LHC étaient très attendus pour confirmer le scénario de recombinaison puisqu'à l'énergie du LHC, le nombre de paires $c\bar{c}$ créées devait être suffisamment élevé pour observer une augmentation de la production du J/ψ par recombinaison.

La collaboration ALICE a publié des résultats d'études différentielles de la production du J/ψ en collisions Pb-Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 2,76$ TeV dans la région de rapidité vers l'avant $2,5 < y < 4$. Sur la Fig.2.2, la dépendance en centralité du facteur de modification nucléaire R_{AA} est montrée. Une suppression du J/ψ beaucoup plus faible est observée à l'énergie du LHC comparativement à celle observée à l'énergie du RHIC pour $\langle N_{part} \rangle \gtrsim 100$ (figure du haut). Cet effet est bien décrit par les modèles qui prennent en compte les scénarios de recombinaison (figure du bas). Toutefois, certains d'entre eux échouent à décrire quantitativement la région des faibles N_{part} ($\langle N_{part} \rangle < 50$).



(a)



(b)

Figure 2.2. R_{AA} inclusif du J/ψ en fonction de N_{part} dans les collisions Pb-Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 2,76$ TeV, comparé aux mesures de PHENIX dans les collisions Au-Au à $\sqrt{s_{NN}} = 0,2$ TeV (a) et aux modèles théoriques incluant de différentes manières la recombinaison du J/ψ (b). De [18].

Chapter 3

Effets nucléaires froids

Les effets nucléaires non reliés à la formation du QGP sont appelés les effets nucléaires froids (CNM pour Cold Nuclear Matter). Les effets CNM se produisent aussi bien dans les collisions noyau-noyau que dans les collisions nucléon-noyau. Alors que dans les collisions noyau-noyau ils sont mélangés avec les effets du QGP, dans les collisions nucléon-noyau il n'y a pas d'effets reliés au QGP. Les effets CNM peuvent être divisés en trois principaux groupes, en fonction de l'instant où ils se produisent par-rapport au temps de formation de la paire $c\bar{c}$:

- Effets de l'état initial : ils se produisent aux tout premiers instants de la collision, avant la formation de la paire $c\bar{c}$. Les effets de l'état initial rassemblent les effets suivants : la diffusion multiple, la perte d'énergie par rayonnement, le gluon shadowing et la saturation des gluons.
- Effets de l'état final : ils se produisent après la production de l'état pré-résonnant (paire $c\bar{c}$). Les effets de l'état final incluent l'effet d'absorption nucléaire.
- Effets cohérents dans l'état initial et final. Ces effets ne peuvent pas être considérés ni comme de purs effets de l'état initial, ni comme de purs effets de l'état final. Ces effets sont décrits par les modèles de perte d'énergie cohérente des partons.

3.1 Gluon shadowing

À haute densité de partons, les gluons interagissent, i.e. se recombinent activement. Ceci conduit à une modification des PDFs des nucléons liés dans le noyau comparativement aux nucléons libres. Une telle modification est décrite par l'équation suivante :

$$R_i^A(x, Q^2) = \frac{f_i^A(x, Q^2)}{f_i^{\text{free}}(x, Q^2)}, \quad (3.1)$$

où $R_i^A(x, Q^2)$ représente la modification nucléaire apportée à la PDF du nucléon libre $f_i^{\text{free}}(x, Q^2)$. La fonction $f_i^A(x, Q^2)$ représente la PDF du nucléon lié et i correspond aux différentes saveurs de partons : $i = V, S, G$ pour les distributions de quarks de valence, pour les quarks de la mer et pour les gluons respectivement [19].

Les effets nucléaires sont habituellement divisés en quatre catégories (Fig.3.1) en fonction de la valeur de $R_i^A(x, Q^2)$ [20] :

- shadowing, une diminution à petit x ,
- antishadowing, un excès à x intermédiaire,
- effet EMC, une diminution à grand x ,

3.2. Saturation des gluons

- mouvement de Fermi, un excès pour x proche de 1.

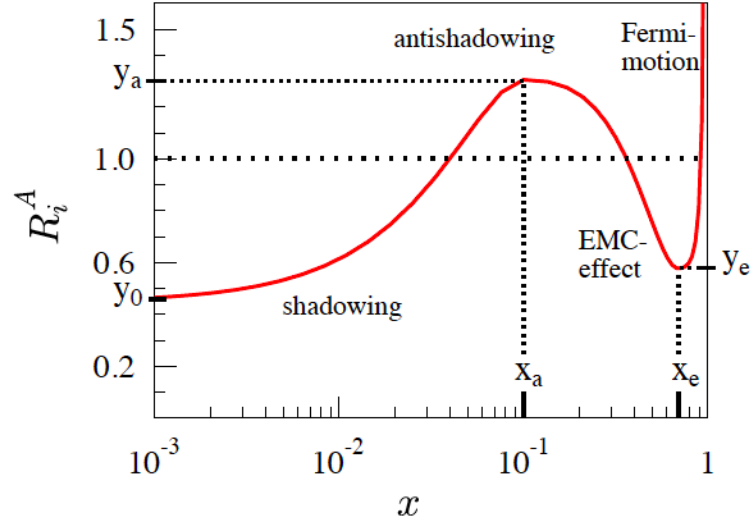


Figure 3.1. Illustration de la fonction d'ajustement de $R_i^A(x)$ et ses paramètres. De [19].

Le rapport $R_i^A(x, Q^2)$ est ensuite paramétré à l'aide d'une fonction par morceaux pour couvrir les quatre effets. Une illustration d'un tel ajustement est montrée sur Fig.3.1.

3.2 Saturation des gluons

Les collisions de particules à haute énergie (DIS, collisions hadron-hadron, etc...) peuvent être décrites dans le cadre du modèle Color Glass Condensate (CGC) [21]. La production de J/ψ dans les collisions proton-noyau à haute énergie peut aussi être décrite à partir des fonctions d'ondes nucléaires à petit x du modèle CGC [22]. La taille des fonctions d'ondes des gluons dépend à la fois de x et Q^2 . À petit x et Q^2 fini, la densité de gluons augmente comme le montre la PDF du gluon. Par conséquent, à des x suffisamment petits, la densité de gluons devrait atteindre un maximum et saturer. La condition pour observer la formation du CGC est d'être à petits x et Q^2 .

Cette condition peut être formulée sous la forme d'une échelle caractéristique pour la saturation des gluons appelée *échelle de saturation*, $Q_s(x)$. Elle correspond à la limite en Q^2 du régime de saturation et évolue en fonction de x [23]. Une formule basique utilisée pour l'estimation de l'échelle de saturation en fonction du noyau et de x est $Q_s^2 \sim A^{1/3} x^{-0.3}$. Les effets non-linéaires dus à l'augmentation de la densité de gluons augmentent à petit x et pour des noyaux avec un numéro atomique A élevé [24].

3.3 Absorption nucléaire

Les interactions entre la paire $c\bar{c}$, dans son état pré-résonant ou complètement formé, et le noyau peuvent provoquer une dissociation de la paire $c\bar{c}$. Cet effet est appelé "absorption nucléaire". Il peut être étudié à l'aide du modèle de Glauber, décrit avec plus de détails dans la Section 5.. Le formalisme de Glauber permet d'intégrer l'effet d'absorption nucléaire et de calculer la section efficace de production des charmonia observées [25] :

$$\sigma_{\text{pA}} = \frac{\sigma_0}{\sigma_{\text{abs}}^{\text{G}}} \int d\vec{b} \left[1 - \left(1 - T_{\text{A}}(\vec{b}) \sigma_{\text{abs}}^{\text{G}} \right)^A \right], \quad (3.2)$$

où σ_{abs}^G représente la section efficace d'absorption d'un "objet" traversant la matière nucléaire. L'épaisseur nucléaire est représentée par $T_A(\vec{b})$, où b est le paramètre d'impact entre la paire $c\bar{c}$ produite et la matière nucléaire. La fonction d'épaisseur nucléaire T_A représente la densité nucléaire par unité de surface et est habituellement calculée pour un noyau lourd en utilisant la paramétrisation de Woods-Saxon du profil de densité nucléaire. σ_0 représente la section efficace de production des charmonia dans les collisions élémentaires nucléon-nucléon [26]. Il faut souligner que σ_{abs}^G n'est pas simplement une section efficace d'interaction de la paire $c\bar{c}$ produite avec les nucléons. La paire $c\bar{c}$ a besoin d'un certain temps pour traverser entièrement le noyau (temps de traversée). Si le temps de traversée est plus grand que le temps de formation de l'état lié des charmonia, alors l'absorption se produira sur la pré-résonance et l'état complètement formé. Si le temps de traversée est plus petit que le temps de formation, alors l'absorption se produira seulement sur l'état pré-résonant. Donc, les paires $c\bar{c}$ produites peuvent se dissocier avant de former les états liés charmonia. Ceci est particulièrement vrai pour les charmonia produits à partir de l'état dipôle de couleur $c\bar{c} - g$ qui est étendu spatialement et interagit fortement. L'argumentation sur le temps de formation souligne l'importance d'étudier la production des charmonia en fonction de y , et à différentes énergies de collision.

3.4 Effet de perte d'énergie cohérente des partons

Un parton énergétique traversant un milieu nucléaire étendu, va subir de la diffusion multiple qui induit du rayonnement de gluons. Ce rayonnement de gluons est habituellement appelé *perte d'énergie* (radiative) d'un parton rapide. La notion de perte d'énergie des partons est largement utilisée dans l'étude phénoménologique des effets nucléaires. La suppression des taux de production observée en collisions A-A et p-A comparée aux collisions pp (après une normalisation adéquate) pour différents processus et dans certaines régions cinématiques, a été attribuée, au moins partiellement, à la perte d'énergie des partons [27, 28]. De nouvelles propriétés de scaling ont été identifiées [29] dans le spectre de radiation induite des gluons et dans la perte d'énergie associée aux processus durs où la charge de couleur subit une diffusion à petit angle à travers un milieu statique (matière nucléaire froide ou QGP).

Dans le modèle décrit dans [29], l'hypothèse suivante est faite. La paire $q\bar{q}$ de quarks lourds et de masse M est supposée être produite, durant l'échelle de temps propre perturbatif¹ $\tau_{q\bar{q}} \sim 1/M$, dans un état compact *octet de couleur*, et reste octet de couleur pour un temps $\tau_{\text{octet}} \gg \tau_{q\bar{q}}$.

Dans les modèles de production du quarkonium où la neutralisation de la couleur est un processus non perturbatif mou, τ_{octet} coïncide avec le temps d'hadronisation du quarkonium² $\tau_{J/\psi}$ dans le référentiel du noyau au repos. Dans le modèle CSM, l'émission du gluon nécessaire pour la neutralisation de la couleur de la paire $q\bar{q}$ est contrainte par la conservation de l'énergie à assez large x_F . Ainsi il devient plus mou et se produit plus tard, conduisant à $\tau_{q\bar{q}} \ll \tau_{\text{octet}} \lesssim \tau_{J/\psi}$ [30].

Plusieurs modèles peuvent décrire de manière satisfaisante les différentes données expérimentales. Plus de mesures expérimentales à différentes énergies, avec différents noyaux, sont nécessaires pour mieux contraindre les modèles. À $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5,02$ TeV, les mesures du LHC permettent de sonder la région des très petits x où différents effets nucléaires sont attendus : moins d'absorption

¹Habituellement le temps propre est le temps de formation dans le référentiel de la paire $c\bar{c}$ au repos.

²Le cas du J/ψ est considéré comme un exemple mais l'argumentation est valable pour tous les quarkonia.

Chapter 4

ALICE au pays du LHC

Le Large Hadron Collider (LHC) est le plus grand et le plus puissant accélérateur de particules au monde [31–33]. Le LHC est un anneau de 27 km composé d'aimants supraconducteurs avec de nombreuses structures accélératrices pour augmenter l'énergie des particules sur leur parcours. Les particules entrent en collision en quatre points de l'accélérateur (Fig.4.1). Ces points de collision correspondent aux sites de quatre expériences :

- ATLAS [34] est un détecteur généraliste. Il couvre un grand domaine de la physique du LHC, de la recherche du boson de Higgs à celle de SUSY et des dimensions supplémentaires. Sa principale caractéristique est son grand aimant supraconducteur toroïdal. ATLAS est le plus gros détecteur jamais construit sur collisionneur.
- CMS [35] est aussi un détecteur généraliste avec les mêmes objectifs de physique que ATLAS. Toutefois il utilise des solutions techniques et un design différents. Il est construit autour d'un énorme solénoïde supraconducteur.
- LHCb [36] a été conçu pour l'étude de la faible asymétrie entre la matière et l'antimatière présente dans l'interaction des mésons B (particules contenant un quark b). Plutôt que d'entourer le point de collision, LHCb utilise une série de sous-détecteurs pour mesurer les particules produites vers l'avant.
- ALICE [37] est un détecteur spécialisé dans l'analyse des collisions d'ions lourds. Il est dédié à l'étude des propriétés du QGP. ALICE est présenté en détails ci-dessous.

ALICE est dédiée à l'étude des collisions d'ions lourds ultra-relativistes mais comprend aussi un programme de physique sur les collisions pp et p-Pb. Compte tenu de ses capacités de détection, ALICE permet de mesurer la production des quarkonia sur un large domaine en rapidité et jusqu'à une impulsion transverse p_T nulle. ALICE peut être divisée en deux parties principales : la partie centrale et la partie vers l'avant. Cette dernière comprend le spectromètre à muons, le détecteur principal utilisé dans les analyses de cette thèse.

Le spectromètre à muons d'ALICE [39, 40] est le principal détecteur vers l'avant avec un dispositif complet de trajectographie, d'identification et de déclenchement. Il a pour objectif l'étude de la production des saveurs lourdes ouvertes (mésons B et D), des quarkonia (charmonia et bottomonia) et des mésons vecteurs de basse masse (ϕ , ω , ρ), via leur désintégration dans le canal muonique dans un grand domaine en moment et en pseudo-rapacité $-4.0 < \eta < -2.5$. Le spectromètre à muons a deux buts principaux : permettre la détection des charmonia jusqu'à des impulsions transverses nulles et d'avoir une résolution en masse suffisante pour permettre de séparer les bottomonia (Υ , Υ' , Υ'') dans l'important bruit de fond des collisions centrales Pb-Pb. Le schéma du spectromètre à muons est présenté sur la Fig.4.2. Il est composé d'absorbeurs, de cinq

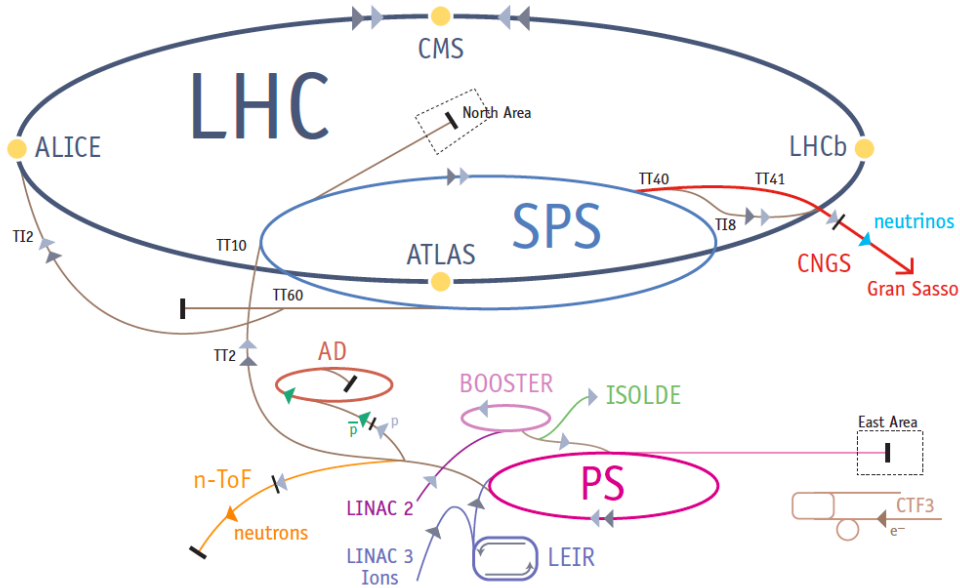


Figure 4.1. Schéma du complexe d'accélérateurs du CERN. Les protons, après avoir été accélérés dans l'accélérateur linéaire (LINAC) et le Proton Synchrotron Booster, sont injectés dans le Proton Synchrotron (PS) pour être accélérés à une énergie de $25 \text{ GeV}/c$. L'étape suivante est le Super Proton Synchrotron (SPS), où les protons atteignent une énergie de $450 \text{ GeV}/c$ et sont injectés dans l'anneau du LHC. L'accélération des ions est plus complexe puisqu'elle inclut une phase initiale d'épluchage et d'accumulation. De [38].

stations de trajectographie (TRK1-TRK5), d'un aimant dipolaire et de deux stations de déclenchement protégées par un mur de fer. La longueur totale du spectromètre est approximativement de 17 m , il couvre un angle polaire entre 171° et 178° dans le référentiel d'ALICE.

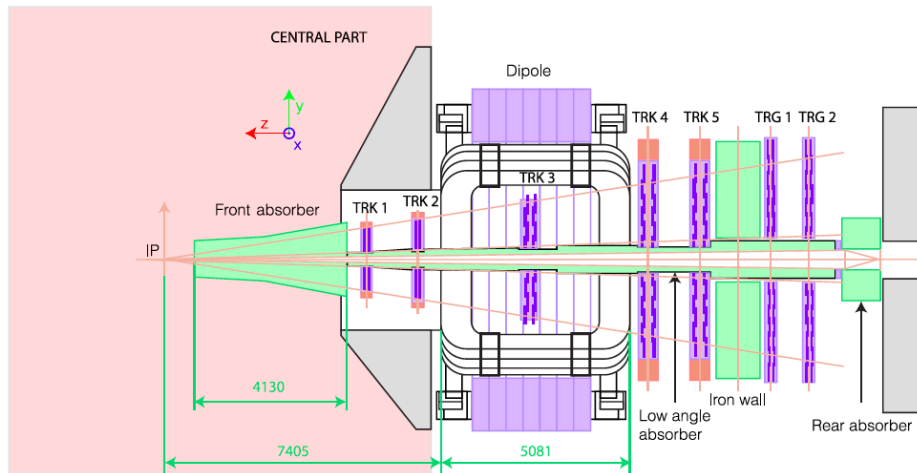


Figure 4.2. Schéma du spectromètre à muons d'ALICE. De [41].

Chapter 5

Préparation du programme de Physique p-Pb

Les phénomènes de diffusion à haute énergie pour des particules non-élémentaires constituait un centre important d'intérêt pour les physiciens des particules et nucléaires. Dans ses séminaires de 1958, Glauber fut le premier à présenter des études systématiques d'un système plusieurs corps considéré soit comme cible soit comme projectile. Son travail jeta les bases d'une théorie quantique des collisions et mena à une description cohérente des données expérimentales pour les collisions entre des protons contre des deutérons ou des noyaux légers [42, 43].

L'estimation des caractéristiques d'une collision à partir des distributions mesurées de particules est une des grandes réussites du modèle de Glauber. Une collision peut être définie avec un paramètre d'impact b , un nombre de nucléons participant N_{part} , un nombre de collisions binaires nucléon-nucléon N_{coll} . Le modèle décrit la collision de deux noyaux à partir des interactions, considérées indépendantes, des nucléons constitutants. Il suppose qu'à des énergies suffisamment élevées, les nucléons emportent des impulsions suffisamment grandes pour que l'on puisse considérer que leurs trajectoires ne sont pas modifiées quand les noyaux se croisent. Il fait également l'hypothèse que les nucléons se déplacent indépendamment les uns des autres et que la taille du noyau est grande devant l'extension de la force nucléon-nucléon.

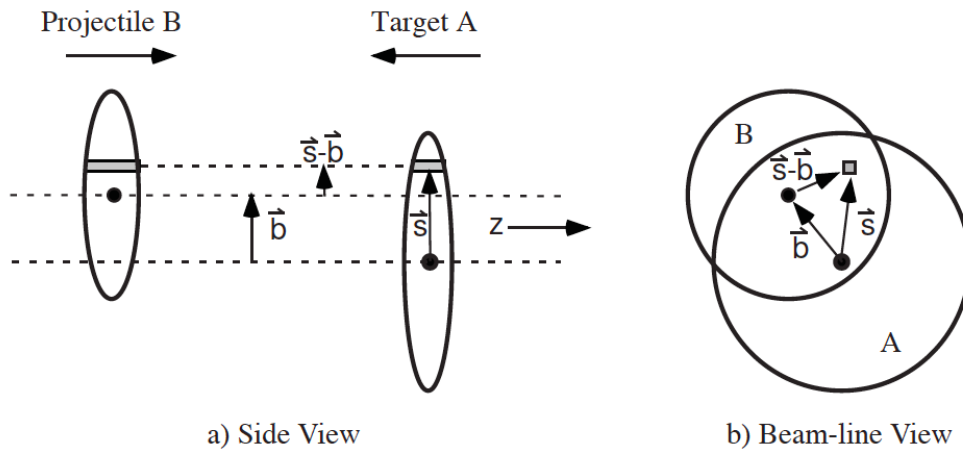


Figure 5.1. Représentation schématique d'une collision noyau-noyau dans le modèle de Glauber suivant deux projections : (a) transverse et (b) longitudinale. Extrait de [44].

La figure 5.1 montre une représentation schématique d'une collision noyau-noyau, selon une projection transverse (a) et longitudinale (b), entre un projectile B et une cible A à une vitesse relativiste pour un paramètre d'impact b . Les tubes de flux situés à une distance s du centre

du nucléon cible et à une distance $\mathbf{s-b}$ du centre du nucléon projectile se recouvrent pendant la collision.

Ainsi le modèle de Glauber permet de relier la centralité d'une collision et la section efficace mesurée par l'expérience.

Dans le cadre de la préparation de la prise de données p-Pb en 2013 au LHC, un générateur Monte Carlo (MC) pour la production de quarkonia et de saveurs lourdes ouvertes (HF) a été développé et intégré dans le logiciel de reconstruction d'ALICE. La motivation principale de ce travail vient de l'absence d'un générateur adaptée pour les collisions p(A)-A incluant d'une part la production réaliste de HF et quarkonia et d'autre part l'événement sous-jacent (UE). L'idée se résume donc à construire un générateur de type cocktail, similaire à ce qui a été fait dans le cas des collisions pp, avec une renormalisation des sections efficaces pp, une dépendance en centralité des sections efficaces quarkonia et les effets CNM. Ce générateur doit finalement permettre d'obtenir des estimations pour le taux de déclenchement et pour le rapport signal sur bruit.

Afin de valider le générateur MC, une comparaison avec les résultats obtenus avec le run pilote p-Pb a été faite. La figure 5.2 montre la comparaison de la distribution en pseudo-rapacité η^1 des muons satisfaisant à la condition Apt (all- p_T) donnée par les chambres du muon trigger². La valeur de la pseudo-rapacité est multipliée par le signe de la charge du muon pour faire la distinction entre μ^+ et μ^- puis normalisée au nombre total d'événements de biais minimum (MB). Ainsi, une pseudo-rapacité positive (négative) correspond aux μ^- (μ^+). Dans la partie inférieure de la figure, le rapport entre la distribution provenant des données et la distribution MC est représenté. Un désaccord est observé à la fois dans la forme et dans l'amplitude atteignant jusqu'à un facteur 2 à $\eta = -2.5$ pour μ^+ et μ^- .

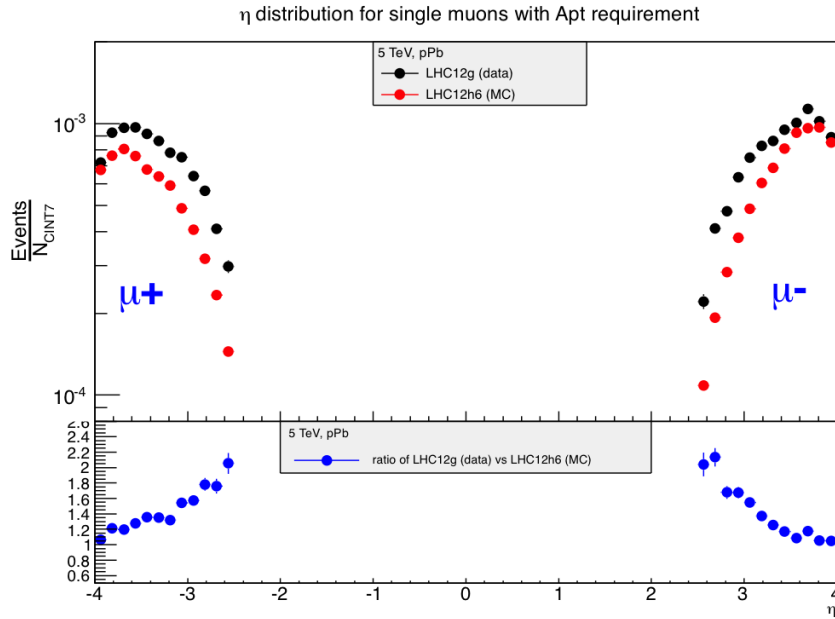


Figure 5.2. Comparaison de la distribution en pseudo-rapacité des muons. La distribution issue de la simulation est représentée en rouge, celle issue des données en noir et leur rapport est en bleu. La pseudo-rapacité est multipliée par le signe de la charge des muons pour séparer les μ^+ des μ^- et la distribution est normalisée par le nombre total d'événements MB.

¹La pseudo-rapacité η est définie comme $\eta = -\ln \tan(\theta/2)$, où θ est l'angle polaire entre la direction de la particule chargée et l'axe du faisceau z .

²Les chambres de trigger du spectromètre à muons fournissent plusieurs options de sélection sur l'impulsion transverse des muons. La coupure la plus basse (Apt) sélectionne les muons avec une impulsion supérieure ou égale à environ 0.5 GeV/c.

Ce désaccord entre les résultats du générateur et les données démontre que des études supplémentaires sont nécessaires. Une des pistes les plus directes pour améliorer le générateur serait de régler certains paramètres, pour l'instant fixes, de façon à reproduire les distributions mesurées. Il est important de préciser que, malgré le désaccord observé, les résultats de ce générateur sont suffisant pour fournir des estimations correctes pour les taux de trigger et donc définir la stratégie de trigger en fonction des seuils en p_T .

Chapter 6

Dépendance en p_T et y de la production de J/ψ dans les collisions p-Pb

Les principales observables étudiées dans cette analyse sont la section efficace de production des J/ψ , le facteur de modification nucléaire et le rapport entre les mesures à rapidité avant et arrière (Forward-to-Backward). Ces observables sont définies ci-après. La section efficace de production des J/ψ est calculée comme :

$$\frac{d\sigma}{dydp_T}(p_T, y) = \frac{Y_{J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-}(\Delta p_T, \Delta y)}{BR \times \Delta p_T \times \Delta y} \times \sigma_{MB}, \quad (6.1)$$

où BR est le rapport d'embranchement $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ égal à $(5.93 \pm 0.06)\%$ [45], σ_{MB} est la section efficace des événements de biais minimum déterminée avec la méthode du scan de van der Meer [46]. Enfin $Y_{J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-}(\Delta p_T, \Delta y)$ est le taux de production de J/ψ dans des intervalles donnés en p_T et y , soit Δp_T et Δy . Ce taux peut s'écrire comme :

$$Y_{J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-}(\Delta p_T, \Delta y) = \frac{N_{J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-}(\Delta p_T, \Delta y)}{N_{MB} \times A\epsilon(\Delta p_T, \Delta y)}, \quad (6.2)$$

où N_{MB} est le nombre d'événements MB et $A\epsilon(\Delta p_T, \Delta y)$ est le facteur d'acceptance-efficacité du détecteur.

La section efficace de production de J/ψ dans les collisions p-Pb est comparée à celle mesurée dans les collisions pp, $\sigma_{J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-}^{pp}$, à la même énergie permettant de définir le facteur de modification nucléaire R_{pPb} :

$$R_{pPb}(p_T, y) = \frac{Y_{J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-}(\Delta p_T, \Delta y)}{\langle T_{pPb} \rangle \times \Delta p_T \times \Delta y \times \frac{d\sigma_{J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-}^{pp}}{dydp_T}(p_T, y)}, \quad (6.3)$$

où $\langle T_{pPb} \rangle = 0.0983 \pm 0.0035 \text{mb}^{-1}$ est la fonction de recouvrement nucléaire, déterminée à l'aide du modèle de Glauber [47].

Il est possible d'annuler les incertitudes systématique liées à la section efficace pp et à la fonction de recouvrement nucléaire en formant le rapport Forward-to-Backward R_{FB} défini selon :

$$R_{FB}(y) = \frac{R_{pPb}(|y|)}{R_{pPb}(-|y|)}. \quad (6.4)$$

L'analyse présentée dans cette thèse est basée sur les données collectées en janvier et février 2013 dans les collisions p-Pb à une énergie de $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV. ALICE permet l'étude de la production de J/ψ jusqu'à une impulsion transverse nulle dans ses canaux de désintégrations leptoniques : dans le canal dimuon pour la rapidité à l'avant et dans le canal diélectron pour la rapidité centrale. Nous nous concentrons ici uniquement dans la mesure en dimuons avec le spectromètre à muons d'ALICE dans le domaine de pseudo-rapacité $-4 < \eta_{lab} < -2.5$. Les deux configurations de faisceaux de protons et plomb délivrées par le LHC ont été analysées. Dans la première configuration (p-Pb), le faisceau de proton (faisceau 1) circule en direction du spectromètre à muons suivant la direction négative de l'axe z (clockwise pour le LHC) et le faisceaux de plomb (faisceau 2) circule suivant la direction opposée, celle des z positifs (counterclockwise pour le LHC). La seconde configuration (Pb-p) est obtenue en inversant les faisceaux 1 et 2. La configuration p-Pb permet de sonder la région de rapidité dite à l'avant (forward) alors que la deuxième sonde la région de rapidité dite à l'arrière (backward). À cause de la dissymétrie en énergie des faisceaux, il existe un décalage en rapidité $\Delta y = 0.465$ selon la direction du faisceau de proton dans le repère du laboratoire. Ceci conduit à un changement de la couverture en rapidité du spectromètre à muons dans le repère de centre de masse : soit $2.03 < y_{cms} < 3.53$ pour la configuration p-Pb ou forward et $-4.46 < y_{cms} < -2.96$ pour la configuration Pb-p ou backward. Le signe de la rapidité dans ces deux configurations est défini en fonction du faisceau de protons afin de mettre en avant le fait que chaque configuration sonde des domaines de physique très différents. La nomenclature des prises de données est la suivante :

- périodes LHC13b et LHC13c avec le déclenchement MB uniquement dans la configuration p-Pb;
- périodes LHC13d et LHC13e avec le déclenchement rare dans la configuration p-Pb;
- période LHC13f avec le déclenchement rare dans la configuration Pb-p.

Le mode de déclenchement rare se rapporte au fait que l'acquisition de données est conditionnée par des conditions strictes permettant de sélectionner des événements de faible section efficace, e.g. présence d'au moins deux traces dans les chambres du muon trigger indiquant la possibilité d'une production de J/ψ .

Une première sélection est faite afin de rejeter des cas spécifiques où l'événement enregistré provient en fait du bruit de fond et non d'une vraie collision. Les coupures standard d'analyses pour les muons et les dimuons ont été utilisées :

- $2.5 < \eta_\mu < 4$ pour chaque muon rejetant les traces à la limite de l'acceptance géométrique du spectromètre.
- $17.6 < R_{abs} < 89.5$ cm, où R_{abs} est la distance dans le plan transverse de sortie de la trace à la fin de l'absorber. Cette coupure enlève des traces ayant traversé des parties non-homogènes de l'absorbeur frontal.
- chaque trace muon reconstruite dans les chambre de tracking doit correspondre à une trace reconstruite dans les chambres de trigger avec le bon seuil en p_T .
- $2.5 < y_{\mu\mu} < 4$ pour sélectionner la rapidité de la paire de muons.

Ces coupures permettent de rejeter la grande majorité des traces provenant du bruit de fond, e.g. muons de décroissance de pions ou de kaons, hadrons produits dans l'absorber frontal.

Les candidats J/ψ sont obtenus en construisant toutes les combinaisons de paires de muons de signes opposés satisfaisant les coupures ci-dessus. Le nombre brut de J/ψ reconstruit est donné par un fit du spectre de masse invariante. La fonction de fit est construite comme la superposition de deux fonctions modélisant d’une part le signal et d’autre part le bruit de fond. Les paramètres de ces fonctions sont soit libres soit extraits de simulations en tenant compte des dépendance en p_T et y .

Pour calculer les taux de production, il faut corriger les nombres bruts par le facteur d’acceptance-efficacité du détecteur ($A\epsilon$). Des simulations réalistes, prenant en compte les changements de configuration run par run, ont été réalisées. Les caractéristiques cinématiques en p_T et y du signal J/ψ introduit dans les simulations sont basées sur leurs distributions mesurées. Une polarisation nulle du J/ψ a été considérée comme le suggèrent les mesures récentes faites au LHC [48–50].

Dans les collisions p-Pb and Pb-p, le taux d’occupation du détecteur (rapport entre le nombre de canaux recevant un signal de n’importe quelle origine et le nombre total de canaux) est très faible. Ainsi les traces provenant du bruit de fond ont une influence négligeable sur l’efficacité de détection et de reconstruction. Cela justifie l’utilisation de simulations comprenant uniquement le signal J/ψ sans composantes de bruit de fond [51].

La valeur intégrée en p_T et y de $A\epsilon$ est $25.4 \pm 1.3\%$ et $17.1 \pm 1.2\%$ pour les périodes LHC13de et LHC13f, respectivement. Les incertitudes mentionnées sont systématiques. La valeur environ 50% inférieure observée pour la période LHC13f est due à une baisse d’efficacité du détecteur.

La valeur de la section efficace pp à $\sqrt{s} = 5.02$ TeV est nécessaire pour le calcul du facteur de modification nucléaire R_{pPb} donné par (7.1).

Cette mesure $\sigma_{pp}^{J/\psi}$ n’étant pas disponible pour l’énergie $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV, une procédure d’interpolation décrite dans [52] a été utilisée. Cette procédure se fait en deux étapes et n’utilise que des mesures faites par ALICE dans la région de rapidité $2.5 < y_{cms} < 4$.

- **Interpolation en énergie** : les résultats ALICE en pp à $\sqrt{s} = 2.76$ TeV [53] et à $\sqrt{s} = 7$ TeV [54] pour $2.5 < y_{cms} < 4$ et $0 < p_T < 8$ GeV/c, sont interpolés à $\sqrt{s} = 5.02$ TeV en utilisant des formes empiriques (linéaire, loi de puissance et exponentielle) pour six intervalles de rapidité $\Delta y = 0.25$.
- **Extrapolation en rapidité** : le décalage en y nécessite d’élargir l’intervalle en rapidité obtenu précédemment en utilisant d’autres formes empiriques (gaussienne et polynomiale).

Chapter 7

Analyse de l’activité d’un événement

Les principales observables de cette analyse sont la section efficace J/ψ , un facteur de modification nucléaire redéfini et l’impulsion transverse moyenne. La définition de la section efficace J/ψ reste celle donnée par (6.1).

Le facteur de modification nucléaire redéfini est symbolisé par Q_{pPb}^i , et non plus R_{pPb}^i , dans le cas présent des études en fonction de l’activité de l’événement à cause de possibles biais dans

la détermination de N_{coll} (ou T_{pPb}). Le facteur Q_{pPb}^i n'est donc plus nécessairement égal à l'unité dans le cas où les effets nucléaire sont absents. Il est défini comme :

$$Q_{\text{pPb}}^i(p_T, y) = \frac{Y_{J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-}^i(\Delta p_T, \Delta y)}{\langle T_{\text{pPb}} \rangle^i \times \Delta p_T \times \Delta y \times \frac{d\sigma_{J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-}^{\text{pp}}}{dy dp_T}(p_T, y)}, \quad (7.1)$$

où T_{pPb}^i est la fonction de recouvrement nucléaire déterminée individuellement pour chaque estimateur de l'activité d'un événement et $Y_{J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-}^i(\Delta p_T, \Delta y)$ est le taux de production des J/ψ défini par (6.2).

Dans ALICE, plusieurs estimateurs de l'activité d'un événement, qui s'apparente à la centralité, sont disponibles [55] :

- CL1 ($|\eta| < 1.4$) est donné par le nombre de clusters dans la couche externe du détecteur à pixels SPD ;
- V0A (V0C), couvrant l'intervalle $2.8 < \eta < 5.1$ ($-3.7 < \eta < -1.7$), est donné par l'amplitude mesurée par les scintillateurs du VZERO du coté A (C) correspondant aux fragments du Pb en p-Pb (Pb-p) ;
- V0M est donné par la somme (V0A+V0C) ;
- ZNA (ZNC) est donné par l'énergie déposée par les neutrons dans les calorimètres à zéro degré du coté A (C).

Les détails de la détermination de la centralité pour chaque estimateur se trouvent dans [55]. Les estimateurs V0A et ZN sont utilisés dans l'analyse pour la raison simple qu'ils sont situés hors de l'acceptance du spectromètre à muons. En effet, pour éviter que le calcul de la centralité ne soit biaisé par la présence des muons provenant de la décroissance du J/ψ , il est préférable d'avoir un grand intervalle en rapidité entre le détecteur où les J/ψ sont mesurés et le détecteur donnant la mesure de la centralité. Ainsi les estimateurs V0A et ZN sont moins biaisés que CL1 et V0C pour l'analyse J/ψ . L'estimateur V0A a été utilisé pour les deux configurations de faisceau, p-Pb and Pb-p. L'estimateur ZNA (ZNC) a été utilisé pour la configuration p-Pb (Pb-p).

Dans la suite le terme "activité de l'événement" sera préféré à "centralité" afin de souligner que la notion de centralité peut comporter un biais en p-Pb.

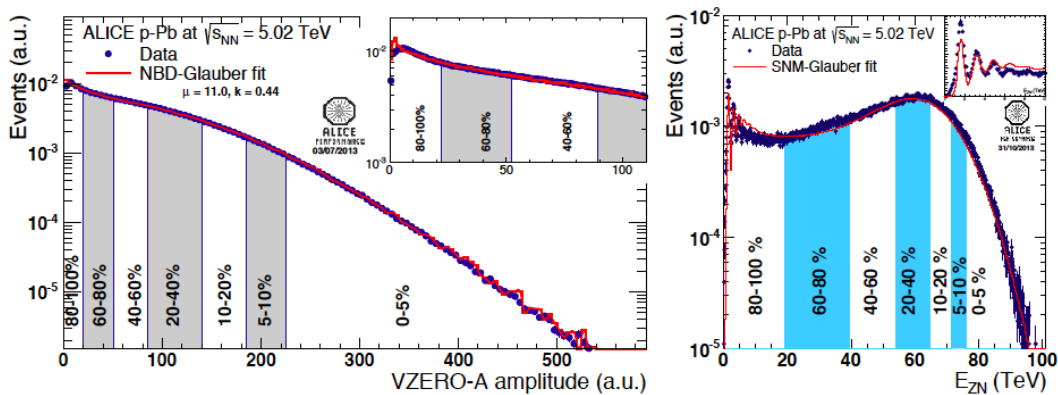


Figure 7.1. À gauche : amplitude total mesurée par les scintillateurs du VZERO-A en collisions p-Pb. À droite : énergie des neutrons mesurée dans le calorimètre ZNA. Les distributions sont comparées à des fits par des fonctions théoriques basées sur les modèles de NBD-Glauber et SNM-Glauber. Extrait de [55].

Les valeurs de N_{coll} et T_{pPb} sont calculées en utilisant la méthode décrite en [56]. Pour l'estimateur V0A, le modèle de Glauber est utilisé. Pour l'estimateur ZN, une méthode hybride décrite en [56], plus compliquée, est utilisée.

Cette dernière est basée sur les trois hypothèses suivantes, conduisant à trois ensembles de valeurs de T_{pPb} légèrement différentes pour les classes d'activité d'événement utilisées dans l'analyse :

- l'activité de l'événement à rapidité centrale est proportionnelle à N_{part} . Les observables correspondantes sont dénotées avec l'indice "mult". Cette option a été utilisée pour produire les résultats finaux.
- le taux de production de particules de haut- p_T est proportionnel à N_{coll} . Les observables correspondantes sont dénotées avec l'indice "high- p_T ".
- la multiplicité de particules du côté des fragments du Pb est proportionnelle à N_{part} . Les observables correspondantes sont dénotées avec l'indice "Pb-side".

Dans les collisions p-Pb, les événements superposés (pile-up) provenant de croisements de faisceaux différents peuvent être négligés dans cette analyse. Dans la suite, le pile-up désignera la superposition d'événements à l'intérieur d'un même croisement de faisceaux. Un événement avec pile-up contient au moins 2 interactions p-Pb ce qui peut augmenter de façon sensible la multiplicité de particules observée dans l'état final et donc sa classification en terme d'activité.

Dans l'étude de la production de J/ψ , section efficace et Q_{pPb} , en fonction de l'activité des événements mesurée avec ZN, il a été décidé de ne pas produire de résultats préliminaires pour les 5% d'événements ayant la plus haute activité. Des études sont en cours afin de quantifier le pile-up dans cette classe d'activité. Pour toutes les autres classes d'activité d'événement, le pile-up a été considéré comme une incertitude systématique quantifiée à 2%. Cette valeur est basée sur des études Monte Carlo.

Chapter 8

Résultats

Le facteur de modification nucléaire R_{pPb} du J/ψ a été mesuré dans six intervalles en rapidité pour les collisions p-Pb et Pb-p comme représenté sur la Fig.8.1. Les grandes incertitudes aux limites de l'intervalle en rapidité sont la conséquence des grandes incertitudes des valeurs extrapolées de la section efficace pp hors de l'intervalle $2.5 < |y_{\text{cms}}| < 4$. La valeur du R_{pPb} est compatible avec une constante pour le domaine de rapidité backward.

La distribution du R_{pPb} en fonction de la rapidité est comparée aux prédictions théoriques des modèles suivants : un calcul NLO CEM dont le shadowing est paramétré avec EPS09 [58], un calcul selon un modèle basé sur la perte cohérente d'énergie des partons [30] avec et sans paramétrisation du shadowing par EPS09, un calcul basé sur un modèle CGC combiné avec le modèle CEM pour la production des J/ψ [59].

Les prédictions théoriques sont faites pour les J/ψ prompts, i.e les J/ψ directs et ceux provenant de la décroissance des $\psi(2S)$ et χ_c . Les mesures présentées ici sont pour les J/ψ inclusifs, i.e les J/ψ prompts et les J/ψ non-prompts, à savoir ceux provenant de la décroissance de hadrons

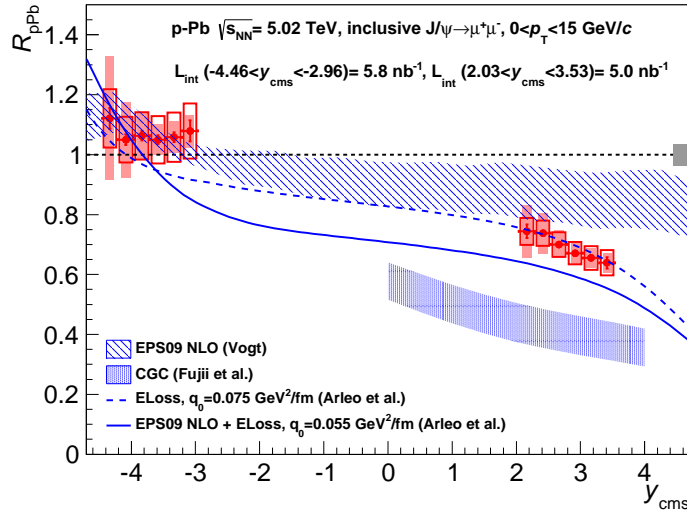


Figure 8.1. Mesure de R_{pPb} en fonction de la rapidité pour les collisions p-Pb. Les barres d'erreurs verticales correspondent aux incertitudes statistiques, les rectangles vides aux incertitudes systématiques non-corrélées, les rectangles colorés à des incertitudes partiellement corrélées et le rectangle coloré à $R_{pPb} = 1$ correspond à l'incertitude systématique corrélée. Les modèles sont décrits dans le texte. Extrait de [57].

beaux. Des mesures faites par LHCb ont montré que la contribution intégrée en p_T des J/ψ non-prompt est faible : 7.1% à $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV en collisions pp pour l'intervalle $2 < y_{cms} < 4.5$, $p_T < 12$ GeV/c [60] et 9.8% à $\sqrt{s_{NN}} = 7$ TeV en collisions pp pour l'intervalle $2 < y_{cms} < 4.5$, $p_T < 14$ GeV/c [61].

Le calcul basé sur la perte cohérente d'énergie des partons décrit la mesure expérimentale dans la limite des incertitudes. L'accord est meilleur à rapidité forward qu'à rapidité backward où la prédiction a un comportement plus abrupt. Le calcul EPS09 NLO montre un accord acceptable avec la mesure avec cependant une légère sur-estimation du R_{pPb} à rapidité forward. Aucun des calculs ci-dessus n'inclut de mécanisme de suppression du J/ψ par cassure de la paire $c\bar{c}$, i.e. absorption nucléaire, et cependant ils reproduisent correctement la mesure expérimentale du R_{pPb} . Le calcul basé sur le modèle du CGC sous-estime de façon significative la mesure du R_{pPb} à rapidité forward.

La dépendance en impulsion transverse du R_{FB} en collisions p-Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV et intégrée sur l'intervalle $2.96 \leq y_{cms} \leq 3.53$ est représentée sur la Fig.8.2. Le facteur R_{FB} croît de 0.62 à 0.95 selon les p_T croissants. Cette mesure est comparée au modèle de la perte cohérente

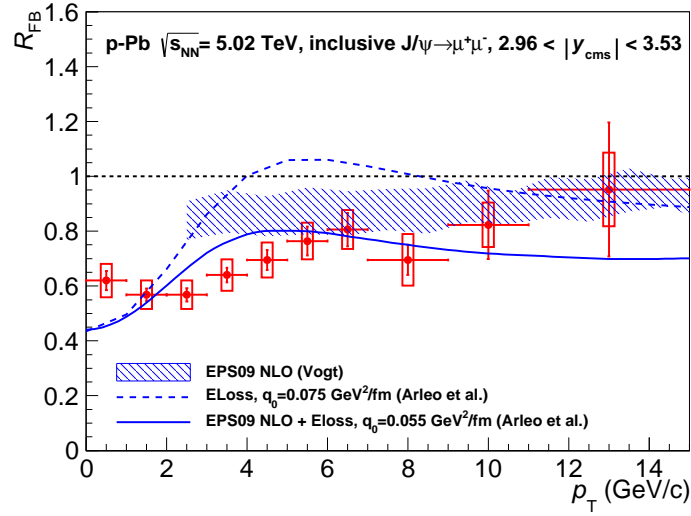


Figure 8.2. La mesure du R_{FB} en fonction de p_T . Les barres d'erreurs verticales correspondent aux incertitudes statistiques les rectangles vides aux incertitudes systématiques non-corrélées . Extrait de [57].

d'énergie des partons [62] et au modèle EPS09 NLO [58]. Le premier est en bon accord avec la mesure quand la contribution du shadowing est prise en compte. Le second montre un bon accord avec la mesure pour $p_T > 5$ GeV/c, alors qu'il tend à prédire une valeur de R_{FB} trop élevée à bas p_T ($2.5 < p_T < 5$ GeV/c).

La Fig.8.3 présente la mesure de $\Delta \langle p_T^2 \rangle_{pPb}^{J/\psi}$ en fonction de N_{coll}^{mult} ainsi qu'une comparaison la mesure $\Delta \langle p_T^2 \rangle_{dAu}^{J/\psi}$ de PHENIX [63] pour les collisions d-Au à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV. L'élargissement en p_T est similaire entre les rapidités forward et backward au RHIC et la rapidité backward au LHC. À rapidité forward au LHC, l'élargissement en p_T est significativement plus grand. Il faut cependant préciser que les variables N_{coll}^{mult} et N_{coll}^{dAu} ne peuvent pas être directement comparées car la détermination de N_{coll} par les classes d'activités d'événements données par ZN peut contenir un biais. Un décalage, faible, des points selon l'axe x est possible.

Dans la figure 8.4, la mesure de $Q_{pPb}^{J/\psi}$ en fonction du p_T du J/ ψ est montrée pour trois classes d'activité d'événement déterminées par ZN dans trois graphiques différents. Dans la classe d'activité d'événement 80-100%, les valeurs de $Q_{pPb}^{J/\psi}$ sont compatibles avec l'unité pour les rapidités backward et forward. Pour les classes d'activités d'événements plus élevées, une différence claire apparaît : Q_{pPb} s'écarte de l'unité. Il devient supérieur à 1 à haut- p_T pour la rapidité backward et inférieur à 1 à bas- p_T pour la rapidité forward. Il est attendu que la mesure de $Q_{pPb}^{J/\psi}$ soit égale

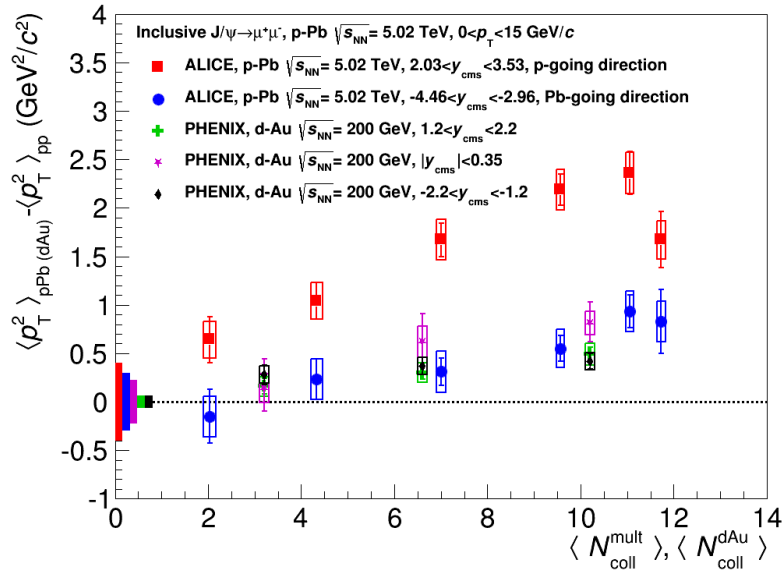


Figure 8.3. Mesure de $\Delta\langle p_T^2 \rangle_{pPb}^{J/\psi}$ en fonction de N_{coll}^{mult} dans les collisions p-Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV par ALICE comparée à la mesure de $\Delta\langle p_T^2 \rangle_{dAu}^{J/\psi}$ en fonction de N_{coll}^{dAu} dans les collisions d-Au à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV par PHENIX. Les rectangles vides représentés à $y=0$ correspondent aux incertitudes provenant de $\langle p_T^2 \rangle_{pp}^{J/\psi}$ pour chaque mesure. Extrait de [64].

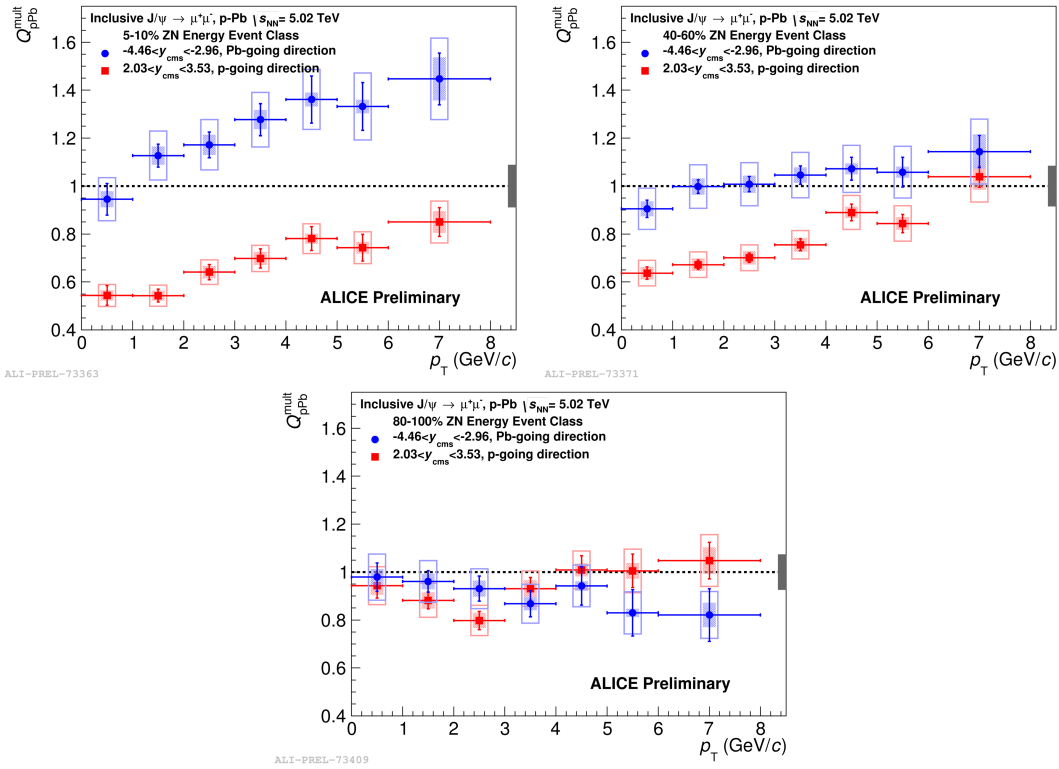


Figure 8.4. Mesure de $Q_{pPb}^{J/\psi}$ en fonction du p_T du J/ψ pour trois classes d'activité d'événement de ZN, élevée (5-10%) en haut à gauche, intermédiaire (40-60%) en haut à droite et basse (80-100%) en bas. Les barres d'erreurs verticales correspondent aux incertitudes statistiques, les rectangles vides aux incertitudes systématiques non-corrélées, les rectangles colorés à des incertitudes partiellement corrélées et le rectangle coloré à $Q_{pPb}^{J/\psi} = 1$ correspond à l'incertitude systématique corrélée.

à l'unité dans la classe d'activité d'événement de ZN 80-100%. En effet, cette classe correspond aux collisions p-Pb les plus périphériques pour lesquelles des résultats similaires à ceux obtenus en collisions pp sont attendus. Ainsi les résultats de la figure 8.4 obtenus avec l'estimateur ZN sont en accord avec ce comportement. L'estimateur ZN pour les classes d'activités d'événements semble être un bon estimateur de la centralité.

En résumé, les résultats obtenus avec l'estimateur ZN indiquent une forte dépendance en p_T de $Q_{pPb}^{J/\psi}$ pour les événements avec une grande activité alors que pour les événements de faible activité $Q_{pPb}^{J/\psi}$ est compatible avec l'unité quelque soit p_T .

Une des motivations majeures pour l'étude des collisions p-Pb est de tenter de quantifier les effets CNM et, si possible, extrapoler ces effets aux collisions Pb-Pb. Cette extrapolation des effets CNM à partir des mesures p-Pb nécessite les hypothèses suivantes :

- le mécanisme de production des J/ψ est $g+g \rightarrow J/\psi$. Dans ce cas, la cinématique du J/ψ est en complètement déterminée par les fractions d'impulsion longitudinale, $x_{1,2}$, emportées par les deux gluons initiaux. Ces valeurs de x peuvent ensuite être comparées à celles mises en jeu dans une collision Pb-Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV. Ces valeurs sont égales à $\pm 10\%$.
- le shadowing est l'effet nucléaire froid dominant. Ceci est en accord avec les mesures de R_{pPb} et R_{FB} .

Ces conditions remplies, il devient possible de faire l'approximation suivante : les effets CNM en R_{Pb-Pb} peuvent être obtenus comme le produit de $R_{pPb}^{forward} \times R_{pPb}^{backward}$, où $R_{pPb}^{forward}$ ($R_{pPb}^{backward}$) est le facteur de modification nucléaire à rapidité forward (backward).

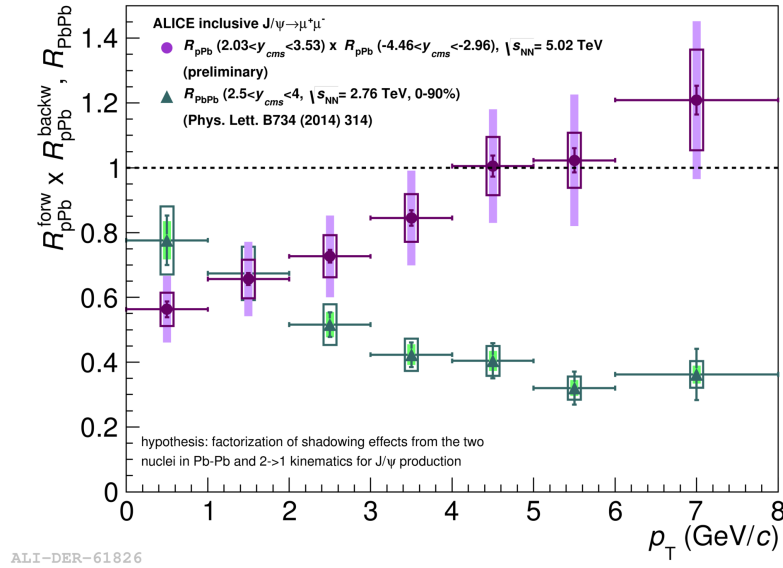


Figure 8.5. LA mesure de R_{Pb-Pb} est comparée au produit $R_{pPb}^{forward} \times R_{pPb}^{backward}$ en fonction du p_T du J/ψ . Les barres d'erreurs verticales correspondent aux incertitudes statistiques, les rectangles vides aux incertitudes systématiques non-corrélées et les rectangles colorés à des incertitudes partiellement corrélées. N.B. Une erreur s'est glissée dans la référence pour la mesure Pb-Pb où il faut lire Phys. Lett. B743 au lieu de Phys. Lett. B734). Extrait de [65].

Le produit $R_{pPb}^{forward} \times R_{pPb}^{backward}$ intégré sur les variables p_T , y et l'activité de l'événement est égal à $0.75 \pm 0.10 \pm 0.12$ [57], où la première incertitude est la somme quadratique des incertitudes statistiques et des systématiques non-corrélées et la seconde est la somme des incertitudes corrélées. La valeur obtenue est plus grande que la valeur mesurée $R_{Pb-Pb} = 0.57 \pm 0.01 \pm 0.09$ [66]. Cet écart pourrait constituer une indication que la suppression observée dans les collisions Pb-Pb ne

peut pas être attribuée uniquement aux effets CNM. Cependant les incertitudes importantes et les hypothèses considérées ne permettent pas de tirer des conclusions plus définitives.

La comparaison de la mesure $R_{\text{Pb-Pb}}$ pour l'intervalle en centralité 0-90% [66] et l'extrapolation est présentée en fonction de p_T sur la figure 8.5. Pour $p_T > 3 \text{ GeV}/c$, les effets CNM extrapolés sont petits, i.e. les valeurs de $R_{\text{pPb}}^{\text{forward}} \times R_{\text{pPb}}^{\text{backward}}$ sont compatibles avec 1. À bas p_T la suppression dans les Pb-Pb collisions est similaire à celle donnée par l'extrapolation des effets CNM. Cela peut être considéré comme une indication de la présence de régénération qui peut compenser les autres effets nucléaires chaud. À haut p_T , la suppression du J/ψ est très importante et ne peut pas être attribuée aux effets CNM.

References

1. H. Fritzsch, “Producing Heavy Quark Flavors in Hadronic Collisions: A Test of Quantum Chromodynamics,” *Phys.Lett.* **B67** (1977) 217. 2
2. F. Halzen, “CVC for Gluons and Hadroproduction of Quark Flavors,” *Phys.Lett.* **B69** (1977) 105. 2
3. **Quarkonium Working Group** , N. Brambilla *et al.*, “Heavy quarkonium physics,” *CERN YELLOW REPORT* (2004) , [arXiv:hep-ph/0412158](#) [hep-ph]. 2
4. M. Einhorn and S. Ellis, “Hadronic Production of the New Resonances: Probing Gluon Distributions,” *Phys.Rev.* **D12** (1975) 2007. 3
5. S. Ellis, M. B. Einhorn, and C. Quigg, “Comment on Hadronic Production of Psions,” *Phys.Rev.Lett.* **36** (1976) 1263. 3
6. C. Carlson and R. Suaya, “Hadronic Production of ψ /J Mesons,” *Phys.Rev.* **D14** (1976) 3115. 3
7. C.-H. Chang, “Hadronic Production of J/ψ Associated With a Gluon,” *Nucl.Phys.* **B172** (1980) 425–434. 3
8. E. L. Berger and D. L. Jones, “Inelastic Photoproduction of J/ ψ and Upsilon by Gluons,” *Phys.Rev.* **D23** (1981) 1521–1530. 3
9. N. Brambilla, S. Eidelman, B. Heltsley, R. Vogt, G. Bodwin, *et al.*, “Heavy quarkonium: progress, puzzles, and opportunities,” *Eur.Phys.J.* **C71** (2011) 1534, [arXiv:1010.5827](#) [hep-ph]. 3
10. G. A. Schuler, “Quarkonium production and decays,” *Phys.Rept.* (1994) , [arXiv:hep-ph/9403387](#) [hep-ph]. 3
11. G. T. Bodwin, E. Braaten, and G. P. Lepage, “Rigorous QCD analysis of inclusive annihilation and production of heavy quarkonium,” *Phys.Rev.* **D51** (1995) 1125–1171, [arXiv:hep-ph/9407339](#) [hep-ph]. 3
12. T. Matsui and H. Satz, “ J/ψ Suppression by Quark-Gluon Plasma Formation,” *Phys.Lett.* **B178** (1986) 416. 3
13. P. Braun-Munzinger and J. Stachel, “(Non)thermal aspects of charmonium production and a new look at J / ψ suppression,” *Phys.Lett.* **B490** (2000) 196–202, [arXiv:nuc1-th/0007059](#) [nucl-th]. 3
14. R. L. Thews, M. Schroedter, and J. Rafelski, “Enhanced J/ψ production in deconfined quark matter,” *Phys.Rev.* **C63** (2001) 054905, [arXiv:hep-ph/0007323](#) [hep-ph]. 3

15. X. Zhao and R. Rapp, “Transverse Momentum Spectra of J/ψ in Heavy-Ion Collisions,” *Phys.Lett.* **B664** (2008) 253–257, [arXiv:0712.2407 \[hep-ph\]](#). 3
16. P. P. Bhaduri, P. Hegde, H. Satz, and P. Tribedy, “An Introduction to the Spectral Analysis of the QGP,” *Lect.Notes Phys.* **785** (2010) 179–197, [arXiv:0812.3856 \[hep-ph\]](#). 3, 4
17. K. Zhou, N. Xu, and P. Zhuang, “Quarkonium Production and Medium Effects in High Energy Nuclear Collisions,” [arXiv:1309.7520 \[nucl-th\]](#). 3
18. A. Collaboration, “Differential studies of inclusive J/ψ and $\psi(2S)$ production at forward rapidity in Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV,” *Publication in preparation* (2014) . 5
19. K. Eskola, H. Paukkunen, and C. Salgado, “EPS09: A New Generation of NLO and LO Nuclear Parton Distribution Functions,” *JHEP* **0904** (2009) 065, [arXiv:0902.4154 \[hep-ph\]](#). 6, 7
20. K. Eskola, V. Kolhinen, and P. Ruuskanen, “Scale evolution of nuclear parton distributions,” *Nucl.Phys.* **B535** (1998) 351–371, [arXiv:hep-ph/9802350 \[hep-ph\]](#). 6
21. F. Gelis, E. Iancu, J. Jalilian-Marian, and R. Venugopalan, “The Color Glass Condensate,” *Ann.Rev.Nucl.Part.Sci.* **60** (2010) 463–489, [arXiv:1002.0333 \[hep-ph\]](#). 7
22. D. Kharzeev and K. Tuchin, “Signatures of the color glass condensate in J/ψ production off nuclear targets,” *Nucl.Phys.* **A770** (2006) 40–56, [arXiv:hep-ph/0510358 \[hep-ph\]](#). 7
23. B. A. Meredith, “A Study of Nuclear Effects using Forward-Rapidity Hadron Production and Di-Hadron Angular Correlations in $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV d+Au and p+p Collisions with the PHENIX Detector at RHIC,” *PhD thesis* (2011) . 7
24. H. Kowalski, T. Lappi, and R. Venugopalan, “Nuclear enhancement of universal dynamics of high parton densities,” *Phys.Rev.Lett.* **100** (2008) 022303, [arXiv:0705.3047 \[hep-ph\]](#). 7
25. R. Shahoyan, “ J/ψ and ψ -prime production in 450 GeV pA interactions and its dependence on the rapidity and x_F ,” *PhD thesis* (2001) . 7
26. **NA50 Collaboration** , B. Alessandro *et al.*, “Charmonium production and nuclear absorption in p A interactions at 450-GeV,” *Eur.Phys.J.* **C33** (2004) 31–40. 8
27. A. Accardi, F. Arleo, W. Brooks, D. D’Enterria, and V. Muccifora, “Parton Propagation and Fragmentation in QCD Matter,” *Riv.Nuovo Cim.* **32** (2010) 439–553, [arXiv:0907.3534 \[nucl-th\]](#). 8
28. D. d’Enterria, “Jet quenching,” [arXiv:0902.2011 \[nucl-ex\]](#). 8
29. F. Arleo, S. Peigné, and T. Sami, “Revisiting scaling properties of medium-induced gluon radiation,” *Phys.Rev.* **D83** (2011) 114036, [arXiv:1006.0818 \[hep-ph\]](#). 8
30. F. Arleo and S. Peigné, “Heavy-quarkonium suppression in p-A collisions from parton energy loss in cold QCD matter,” *JHEP* **1303** (2013) 122, [arXiv:1212.0434 \[hep-ph\]](#). 8, 17
31. O. S. Bruning, P. Collier, P. Lebrun, S. Myers, R. Ostojic, *et al.*, “LHC Design Report. 1. The LHC Main Ring,”. 9
32. O. Buning, P. Collier, P. Lebrun, S. Myers, R. Ostojic, *et al.*, “LHC Design Report. 2. The LHC infrastructure and general services,”. 9

33. M. Benedikt, P. Collier, V. Mertens, J. Poole, and K. Schindl, “LHC Design Report. 3. The LHC injector chain,”. 9
34. **ATLAS Collaboration** , G. Aad *et al.*, “The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider,” *JINST* **3** (2008) S08003. 9
35. **CMS Collaboration** , S. Chatrchyan *et al.*, “The CMS experiment at the CERN LHC,” *JINST* **3** (2008) S08004. 9
36. **LHCb Collaboration** , J. Alves, A. Augusto *et al.*, “The LHCb Detector at the LHC,” *JINST* **3** (2008) S08005. 9
37. **ALICE Collaboration** , K. Aamodt *et al.*, “The ALICE experiment at the CERN LHC,” *JINST* **3** (2008) S08002. 9
38. **CERN** , “LHC: the guide.”
<http://cds.cern.ch/record/1165534/files/CERN-Brochure-2009-003-Eng.pdf>, 2009. 10
39. **ALICE Collaboration** , “ALICE technical design report of the dimuon forward spectrometer,”. 9
40. **ALICE Collaboration** , “Addendum to the ALICE Technical Design Report of the Dimuon Forward Spectrometer,”. 9
41. L. Bianchi, “ J/ψ polarization in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ALICE muon spectrometer at the LHC,” *PhD thesis* (2012) . 10
42. R. Glauber, “Cross-sections in deuterium at high-energies,” *Phys.Rev.* **100** (1955) 242–248. 11
43. V. Franco and R. Glauber, “High-energy deuteron cross-sections,” *Phys.Rev.* **142** (1966) 1195–1214. 11
44. M. L. Miller, K. Reygers, S. J. Sanders, and P. Steinberg, “Glauber modeling in high energy nuclear collisions,” *Ann.Rev.Nucl.Part.Sci.* **57** (2007) 205–243, [arXiv:nuc1-ex/0701025](#) [nuc1-ex]. 11
45. **Particle Data Group** , J. Beringer *et al.*, “Review of Particle Physics (RPP),” *Phys.Rev.* **D86** (2012) 010001. 13
46. **ALICE Collaboration** , B. B. Abelev *et al.*, “Measurement of visible cross sections in proton-lead collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV in van der Meer scans with the ALICE detector,” [arXiv:1405.1849](#) [nuc1-ex]. 13
47. B. Abelev *et al.*, “Pseudorapidity density of charged particles p-Pb collisions at $\sqrt{s} = 5.02$ TeV,” *Phys.Rev.Lett.* **110** (2013) 032301 (2013) . 13
48. **ALICE Collaboration** , B. Abelev *et al.*, “ J/ψ polarization in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV,” *Phys.Rev.Lett.* **108** (2012) 082001, [arXiv:1111.1630](#) [hep-ex]. 15
49. **LHCb Collaboration** , R. Aaij *et al.*, “Measurement of J/ψ polarization in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV,” *Eur.Phys.J.* **C73** (2013) 2631, [arXiv:1307.6379](#) [hep-ex]. 15

50. **CMS Collaboration** , S. Chatrchyan *et al.*, “Measurement of the prompt J/ψ and $\psi(2S)$ polarizations in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV,” *Phys.Lett.* **B727** (2013) 381–402, arXiv:1307.6070 [hep-ex]. 15
51. Javier Martin Blanco *private communication* . 15
52. **ALICE Collaboration, LHCb Collaboration** , “Reference pp cross-sections for J/ψ studies in proton-lead collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV and comparisons between ALICE and LHCb results,” *ALICE-PUBLIC-2013-002, LHCb-CONF-2013-013-002* (2013) . 15
53. **ALICE Collaboration** , B. Abelev *et al.*, “Inclusive J/ψ production in pp collisions at $\sqrt{s} = 2.76$ TeV ,” *Phys. Lett. B718 (2012) 295-306* (2012) . 15
54. **ALICE Collaboration** , K. Aamodt *et al.*, “Rapidity and transverse momentum dependence of inclusive J/ψ production in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV ,” *Phys. Lett. B704 (2011) 442-455* (2011) . 15
55. **ALICE Collaboration** , A. Toia, “ALICE Measurements in p-Pb Collisions: Charged Particle Multiplicity, Centrality Determination and implications for Binary Scaling,” *Nucl.Phys.* **A926** (2014) 78–84, arXiv:1403.5143 [nucl-ex]. 16
56. **ALICE Collaboration** , “Centrality determination and implication on particle production in p-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV,” *in preparation* (2014) . 17
57. **ALICE Collaboration** , B. B. Abelev *et al.*, “ J/ψ production and nuclear effects in p-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV,” *JHEP* **1402** (2014) 073, arXiv:1308.6726 [nucl-ex]. 18, 19, 21
58. J. Albacete, N. Armesto, R. Baier, G. Barnafoldi, J. Barrette, *et al.*, “Predictions for p +Pb Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5$ TeV,” *Int.J.Mod.Phys.* **E22** (2013) 1330007 and priv.comm. with R. Vogt, arXiv:1301.3395 [hep-ph]. 17, 19
59. H. Fujii and K. Watanabe, “Heavy quark pair production in high energy pA collisions: Quarkonium,” *Nucl.Phys.* **A915** (2013) 1–23, arXiv:1304.2221 [hep-ph]. 17
60. **LHCb collaboration** , R. Aaij *et al.*, “Measurement of J/ψ production in pp collisions at $\sqrt{s} = 2.76$ TeV,” *JHEP* **1302** (2013) 041, arXiv:1212.1045 [hep-ex]. 18
61. **LHCb Collaboration** , R. Aaij *et al.*, “Measurement of J/ψ production in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV,” *Eur.Phys.J.* **C71** (2011) 1645, arXiv:1103.0423 [hep-ex]. 18
62. F. Arleo, R. Kolevatov, S. Peigné, and M. Rustamova, “Centrality and p_{\perp} dependence of J/ψ suppression in proton-nucleus collisions from parton energy loss,” *JHEP* **1305** (2013) 155, arXiv:1304.0901 [hep-ph]. 19
63. **PHENIX Collaboration** , A. Adare *et al.*, “Transverse-Momentum Dependence of the J/ψ Nuclear Modification in d +Au Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV,” *Phys.Rev.* **C87** no. 3, (2013) 034904, arXiv:1204.0777 [nucl-ex]. 19
64. **ALICE Collaboration** , I. Lakomov, “Event activity dependence of inclusive J/ψ production in p-Pb collisions at $\sqrt{s} = 5.02$ TeV with ALICE at the LHC,” *Proceedings of the conference “Quark Matter 2014”* (2014) . 20
65. **ALICE Collaboration** , C. Hadjidakis, “Quarkonium production in ALICE at the LHC,” arXiv:1405.1177 [hep-ex]. 21

66. **ALICE Collaboration** , B. B. Abelev *et al.*, “Centrality, rapidity and transverse momentum dependence of J/Ψ suppression in Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{\text{NN}}}=2.76$ TeV,” *Phys.Lett.* **743** (2014) 314–327, [arXiv:1311.0214 \[nucl-ex\]](#). 21, 22